

Эткин В.А.

Энергоперенос и энергопревращение как две формы энергообмена

Аннотация

Показано, что изменение любой формы энергии может осуществляться как в процессе ее превращения, так и путем ее переноса. Количественными мерами этих процессов является упорядоченная и неупорядоченная работа, соотношение между которыми в любом процессе подобно выражению термического КПД циклической машины и определяет степень превращения энергии. Приводятся примеры, подтверждающие целесообразность различения этих процессов при анализе поливариантных систем.

Содержание

1. Введение
 2. Особенности энергодинамического подхода
 3. Понятие потока энергии и ее энергоносителя
 4. Обсуждение результатов
- Литература

1. Введение. Процессы переноса и преобразования энергии в твердых, жидких и газообразных средах, плазме и в электромагнитных полях изучает большое число дисциплин: физическая и химическая кинетика, термодинамика обратимых и необратимых процессов, механика сплошных сред, статистическая физика и акустика, оптика и гидродинамика, электродинамика и магнитогидродинамика, физика высоких энергий и т.д. Каждая из этих дисциплин имеет свои методологические особенности, собственную понятийную систему и специфический математический аппарат. В связи с этим приобретает все большую актуальность синтез этих методов, понятий и математического аппарата. Но еще более важным представляется выявление принципиального единства процессов переноса и преобразования всех форм энергии и установление общих закономерностей их кинетики. В этой статье будет представлен энергодинамический подход к решению этой задачи.

2. Особенность энергодинамического подхода.

Энергодинамика представляет собой дальнейшее обобщение термодинамики необратимых процессов переноса (ТНП) на процессы полезного преобразования различных форм энергии [1]. В соответствии с этим имеет большое значение уточнение наших представлений об энергии, описании различных ее форм, выяснение степени их превратимости и т.д. Немаловажную роль играет при этом введенное ранее [2] понятие парциальной энергии каждой из присущих системе степени свободы и принципа их аддитивности [3]:

$$\mathcal{E} = \sum_i \mathcal{E}_i = \sum_i \psi_i \Theta_i, \quad (1)$$

где ψ_i – интенсивные параметры типа абсолютной температурой T , абсолютного давления p , химического потенциала k -го вещества μ_k ; S , V , N_k – энтропия, объем и числа молей k -х веществ, напряжения σ , электрического φ и гравитационного ψ_g потенциала, модулей v и τ векторов скорости \mathbf{v} и магнитного момента $\boldsymbol{\tau}$, и т.д.; Θ_i – экстенсивные переменные типа энтропии S , объема V , числа молей k -х веществ N_k , деформации D , массы M системы, заряда Θ_e , модулей P и B векторов импульса \mathbf{P} и магнитной индукции \mathbf{B} , и т.п.

Как следует из (1), полная энергия системы \mathcal{E} была представлена в виде суммы парциальных энергий \mathcal{E}_i всех ее i –х степеней свободы ($i = 1, 2, \dots, n$). При этом изменение любой формы парциальной энергии \mathcal{E}_i как одной из составляющих полной энергии системы \mathcal{E} осуществляется двумя принципиально различными способами:

$$d\mathcal{E}_i = \psi_i d\Theta_i + \Theta_i d\psi_i \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (2)$$

где первый член характеризует процесс переноса энергии в той же форме (кратко – энергоперенос), а второй – превращение энергии из одной формы в другую (кратко - энергопревращение).

Чтобы сделать это утверждение более очевидным, рассмотрим так называемую «расширенную» систему, включающую в себя окружающую среду. Если обозначить координаты Θ_i в системе и окружающей среде через Θ_i' и Θ_i'' , а потенциалы ψ_i в них – через ψ_i' и ψ_i'' , то элементарное изменение парциальной энергии \mathcal{E}_i такой системы в ходе этого процесса выразить соотношением:

$$d\mathcal{E}_i = d\mathcal{E}_i' + d\mathcal{E}_i'' = \psi_i' d\Theta_i' + \psi_i'' d\Theta_i''. \quad (3)$$

Поскольку «расширенная» система как целое изолирована, то в квазистатических процессах обмена ее подсистем параметр Θ_i в ней остается неизменным (для большинства параметров Θ_i это вытекает из законов сохранения массы, заряда, импульса и его момента), $d\Theta_i'' = -d\Theta_i'$, и при $\psi_i' = \psi_i''$ (система в целом однородна) $d\mathcal{E}_i = 0$. Это

означает, что в однородной системе в процессе обмена между ее частями i -й формой энергии происходит лишь перенос энергии через границы системы без изменения её формы. Поэтому работа $dW_i = \psi_i' d\Theta_i'$, совершаемая системой над окружающей средой в этом процессе является *количественной мерой процесса энергопереноса*. В частности, при обратимом теплообмене тела обмениваются между собой внутренней тепловой энергией, в процессе обратимого расширения – энергией упругой деформации и т.п. Все такого вида работы, включая термическую (сопровождающую теплообмен и состоящую в кондуктивной передаче импульса через границы системы) в энергодинамике названы *неупорядоченными* и обозначены через W_i^n .

Иного рода изменения состояния вызывают те же процессы переноса в пространственно неоднородной системе, где обобщенные потенциалы становятся функциями пространственных координат $\psi_i = \psi_i(\mathbf{r})$, а их полный дифференциал принимает вид:

$$d\psi_i = d\psi_i(t) + d\psi_i(\mathbf{r}) = d\psi_i(t) + (d\mathbf{r}, \nabla)\psi_i = d\psi_i(t) - \mathbf{X}_i \cdot d\mathbf{Z}_i, \quad (4)$$

где $\mathbf{X}_i = -\nabla\psi_i$ – так называемые «термодинамические силы в их энергетическом представлении» [4], представляющие собой удельные (отнесенные к переносимой величине Θ_i) значения сил \mathbf{F}_i в их обычном (ньютоновском) понимании; $d\mathbf{Z}_i = \Theta_i d\mathbf{r}$. Таким образом, в пространственно неоднородных средах наряду с локальным изменением парциальной энергии $d\mathcal{E}_i = \Theta_i d\psi_i(t)$ имеет место так называемое «конвективное» ее изменение:

$$d\mathcal{E}_i = -\Theta_i d\psi_i(\mathbf{r}) = \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{r} \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (5)$$

Поскольку при этом $\psi_i' \neq \psi_i''$, то $d\mathcal{E}_i'' \neq -d\mathcal{E}_i'$. Это означает, что в неоднородных системах наряду с переносом любой i -й формы энергии происходит ее превращение. При этом работа dW_i определяется выражением

$$dW_i = \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{r}_i, \quad (6)$$

где $d\mathbf{r}_i$ – перемещение энергоносителя Θ_i под действием силы \mathbf{F}_i , является количественной мерой процесса превращения энергии из одной формы в другую. Таковы, в частности, все виды работ, рассматриваемые в механике, гидроаэродинамике и электродинамике. В отличие от неупорядоченных работ W_i^n , они изменяют не внутреннюю U , а внешнюю энергию системы E , зависящую от положения системы в пространстве (радиус-вектора центра \mathbf{r} центра величины Θ_i) и потому названа в энергодинамике упорядоченной работой W^o . В технической термодинамике она называется разными авторами полезной внешней, располагаемой

или же технической работой без выяснения ее специфики, что приводит ко многим недоразумениям.

3. Понятие потока энергии и ее энергоносителя.

Понимание того, что «работа работе рознь» облегчается, если ввести понятия потока энергии J_e и ее энергоносителя J_i . Такая возможность открывается благодаря представлению любой парциальной энергии в виде произведения интенсивного ψ_i и экстенсивного Θ_i параметров состояния системы, что позволяет различать количественные и качественные свойства любой формы энергии. Для энергодинамики, изначально вводящей время в качестве физического параметра в исходные уравнения, это можно сделать логически непротиворечивым путем.

Перепишем объединенное уравнение 1-го и 2-го начал классической термодинамики поливариантных систем

$$d\mathcal{E} = \sum_i \psi_i d\Theta_i \quad (7)$$

в форме, содержащей полные производные по времени t от введенных ранее параметров состояния:

$$d\mathcal{E}/dt = \sum_i \dot{\psi}_i d\Theta_i/dt. \quad (8)$$

В однородных системах, к которым относится это уравнение, изменение параметров Θ_i обусловлено исключительно переносом некоторого его количества через границы системы. Это позволяет выразить изменение параметров Θ_i во времени t известным образом:

$$d\Theta_i/dt = - \int \mathbf{j}_i \cdot d\mathbf{f}, \quad (9)$$

где $\mathbf{j}_i = \rho_i \mathbf{v}_i$ – плотность потока энергоносителя Θ_i через векторный элемент $d\mathbf{f}$ замкнутой поверхности системы f в направлении внешней нормали \mathbf{n} ; \mathbf{v}_i – скорость переноса энергоносителя через элемент поверхности системы $d\mathbf{f}$ в неподвижной или сопутствующей системе отсчета (рис. 1).

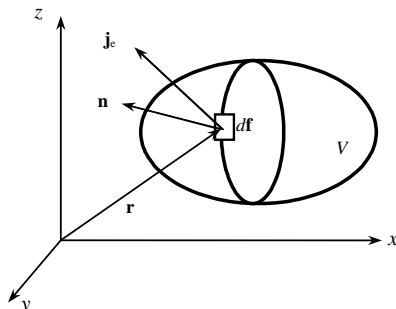


Рис. 1. Поток энергии через границы системы.

Подставляя (9) в (8), имеем:

$$d\mathcal{E}/dt = - \sum_i \psi_i \int \mathbf{j}_i \cdot d\mathbf{f}. \quad (10)$$

Нетрудно заметить, что это уравнение является частным случаем более общего выражения

$$d\mathcal{E}/dt = - \sum_i \int \psi_i \mathbf{j}_i \cdot d\mathbf{f}, \quad (11)$$

когда локальные значения ψ_i обобщенного потенциала одинаковы во всех точках системы и потому могут быть вынесены за знак интеграла. Произведение $\psi_i \mathbf{j}_i$ представляет собой i -ю составляющую плотности потока энергии $\mathbf{j}_e = \sum_i \psi_i \mathbf{j}_i$ через элемент $d\mathbf{f}$ поверхности системы f . Поэтому, переходя в (11) на основании теоремы Остроградского–Гаусса к интегралу по объему системы, приходим к выражению закона сохранения энергии для произвольной области континуума, предложенному Н. Умовым еще в 1873 г.:

$$d\mathcal{E}/dt = - \int \nabla \cdot \mathbf{j}_e dV. \quad (12)$$

Согласно этому выражению, изменение энергии системы равно количеству энергии, прошедшей за это время через ее границы. Или, выражаясь словами самого Умова, «прилив энергии... обуславливается принятием или отдачей энергии средой через ее границы». Заметим, что при данном здесь выводе справедливость этого положения отнюдь не ограничивается понятием механической энергии, которую имел в виду Н. Умов [5].

Развернутую форму этого уравнения легко получить, представляя в нем дивергенцию потока энергии $\nabla \cdot \mathbf{j}_e = \sum_i \nabla \cdot (\psi_i \mathbf{j}_i)$ в виде суммы двух слагаемых $\sum_i \psi_i \nabla \cdot \mathbf{j}_i + \sum_i \mathbf{j}_i \cdot \nabla \psi_i$:

$$d\mathcal{E}/dt = - \sum_i \int \psi_i \nabla \cdot \mathbf{j}_i dV + \sum_i \int \nabla \psi_i \cdot \mathbf{j}_i dV. \quad (13)$$

Если вынести за знак интеграла некоторое сренеинтегральное значение обобщенного потенциала Ψ_i и его градиента $\nabla \psi_i$, и на основании той же теоремы Остроградского–Гаусса перейти от интеграла $\int \nabla \cdot \mathbf{j}_i dV$ к интегралу $\int \mathbf{j}_i \cdot d\mathbf{f} = - d\Theta_i/dt$, это выражение примет вид:

$$d\mathcal{E}/dt = \sum_i \Psi_i d\Theta_i/dt - \sum_i \mathbf{X}_i \cdot \mathbf{J}_i, \quad (14)$$

где \mathbf{X}_i – среднееинтегральное значение термодинамической силы для системы в целом;

$\mathbf{J}_i = \int \mathbf{j}_i dV$ – интегральная величина потока i -го энергоносителя для системы в целом. Поскольку $\mathbf{J}_i = d\mathbf{Z}_i/dt$, мы еще раз приходим к основному уравнению энергодинамики [1]:

$$d\mathcal{E} = \sum_i \Psi_i d\Theta_i - \sum_i \mathbf{X}_i \cdot d\mathbf{Z}_i, \quad (15)$$

содержащему по сравнению с (7) удвоенное значение слагаемых. Это уже 3-й по счету независимый способ обоснования

необходимости дополнения уравнения (7) членами, характеризующими упорядоченную работу.

4. Обсуждение результатов. Предпринятое здесь деление процессов энергообмена на энергоперенос и энергопревращение дополняет данное в предыдущих статьях уточнение понятия энергии [6], деление ее на превратимую и непревратимую часть [7], нахождение общей меры их превратимости [8], доказательство единства законов преобразования любых форм неупорядоченной энергии [9], установление принципиального различия упорядоченных и неупорядоченных работ [10] и т.д. Все это вместе взятое позволяет рассматривать энергодинамику как единую теорию процессов переноса и преобразования любых форм энергии.

Наряду с введением в нее изначально чуждых термодинамике понятий времени t , силы \mathbf{F}_i и потока энергоносителя \mathbf{J}_i позволяют ей взять на себя не свойственные термодинамике функции объяснения существа многих физико-химических процессов. Это влечет за собой далеко идущие последствия в любой области приложения энергодинамики.

Одно из них касается самой классической термодинамики. Обычно ее обобщение на сложные (поливариантные) системы, совершающие помимо работы расширения другие виды работ, осуществляют на основе выражения (7) путем формального добавления в него дополнительных членов с той же структурой [11]. Такое «расширение» термодинамики с использованием понятий «обобщенной силы» ψ_i и «обобщенной координаты» Θ_i , кажется специалистам настолько естественным, что его часто применяют без какого-либо обоснования. В частности, при анализе поверхностных явлений работа сил поверхностного натяжения записывается в виде [12]:

$$dW_f = \sigma_f df. \quad (16)$$

Здесь роль силы отводится поверхностному натяжению σ_f , а роль координаты Θ_i — поверхности тела f . При этом игнорируется то обстоятельство, что поверхностное натяжение возникает вследствие перепада давлений p' и p'' на границе раздела фаз, так что многофазная система, о которой идет речь, уже не является пространственно однородной. Одно это исключает возможность применения к ней математического аппарата равновесной термодинамики, что специально оговаривается при изложении её оснований [13]. Столь же часто в роли переменных Ψ_i в выражении (7) фигурируют напряженности электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H}

полей, а в роли обобщенных координат Θ_i – векторы поляризации **P** и намагниченности **M**. Между тем диэлектрики и магнетики – внутренне неравновесные системы, в чем несложно убедиться, наблюдая векторные процессы релаксации после их изоляции от внешних силовых полей. Их пространственная неоднородность проявляется в противоположном знаке смещения разноименных зарядов или полюсов при образовании электрических и магнитных диполей. При этом изменяется не только внутренняя U , но и внешняя E энергия системы. Тем не менее в левой части (7) по-прежнему фигурирует внутренняя энергия U [12].

Дело доходит до того, что уравнение (7) применяют к системам, находящимся в поле тяжести, где под Ψ_i понимается напряженность гравитационного поля \mathbf{g} и, а под Θ_i – расстояние от «источника поля» **R**. При этом от внимания ускользает то обстоятельство, что работа перемещения тела в поле тяжести вообще не влияет на его внутреннюю энергию и в принципе не может входить в уравнение ее баланса [14]. Эти примеры еще раз свидетельствуют о недопустимости формального переноса законов равновесной термодинамики на механические и электромеханические явления в консервативных системах, поскольку они затрагивают лишь внешнюю энергию исследуемых систем. Поэтому формальное объединение в одну группу членов, описываемых членами первой и второй суммы уравнения (15) нельзя расценить иначе, как «подгонку под классику». Такое «объединение» двух принципиально различных категорий процессов, изменяющих соответственно внутреннюю и внешнюю (упорядоченную и неупорядоченную) энергию системы, ведет к серьезным методологическим ошибкам.

Одна из них касается широко распространенного заблуждения о том, что полезную внешнюю (техническую) работу W_i^r могут совершать и пространственно однородные (внутренне равновесные) системы. Такое представление часто оправдывают тем, что полезную работу гальванических и топливных элементов, струйных аппаратов и гомогенных изобарно-изотермических реакций можно находить методами равновесной термодинамики [12] по убыли энергии Гиббса $G = U + pV - TS$, из выражения $W_i^r = -\int V dp$ или по величине сродства химических реакций $A = \sum_i N_k d\mu_k$, т.е. игнорируя то обстоятельство, что в действительности во всех этих случаях полезная работа совершается лишь тогда, когда система пространственно неоднородна, и в ней имеются потоки вещества, заряда и т.п. Это создает видимость нарушения в нециклических процессах 2-го начала термодинамики, требующего наличия

пространственно разделенных источников и приемников преобразуемой формы энергии.

Это проявляется, в частности, в утверждении, что максимальный КПД любой нетепловой машины всегда равен единице, тогда как для тепловых двигателей он ограничен температурами подвода и отвода тепла T_1 и T_2 и не может превысить КПД цикла Карно [15]. Такая «дискриминация» тепловых машин основана на убеждении, что «теплота и работа в принципе неравноценны потому, что работа W может непосредственно пойти на увеличение любого вида энергии \mathcal{E} , в то время как теплота Q непосредственно, без предварительного превращения в работу, приводит лишь к увеличению внутренней энергии системы U » [12]. Между тем выражению упорядоченной работы W_i^r любой, в том числе нетепловой и нециклической машины в установившемся процессе (когда $\psi_i \neq \psi_i(t)$) можно придать в соответствии с (6) простой вид:

$$W_i^r = \int \mathbf{X}_i \cdot d\mathbf{Z}_i = - \int \Theta_i d\psi_i = - \Theta_i(\psi_i'' - \psi_i'), \quad (17)$$

где ψ_i' , ψ_i'' – значение обобщенного потенциала на входе и выходе потока энергоносителя Θ_i из преобразующего устройства (машины). Если отнести эту работу к количеству энергии $\mathcal{E}'_i = \Theta_i \psi_i'$, подведенной к преобразующему устройству (машине) в процессе ее переноса, их соотношение будет аналогичным термическому КПД циклической тепловой машины:

$$\eta_i = 1 - \psi_i''/\psi_i'. \quad (18)$$

Этот КПД не может достигать единицы, поскольку при $\psi_i'' = 0$ перенос энергоносителя через устройство невозможен. Таким образом, степень «превратимости» подводимой к машине энергии определяется степенью ее упорядоченности, т.е. неравновесности машины как преобразующей системы, и не зависит от формы подводимой энергии.

Таким образом, как выясняется при ближайшем рассмотрении, законы преобразования любых форм энергии, полученных системой в процессе энергопереноса, едины, что подтверждает незыблемость 2-го закона термодинамики и возможность его распространения на все формы внутренней (неупорядоченной) энергии. Поэтому прав был тонкий знаток термодинамики проф. А.А. Гухман, заметивший, что «сужение идеи о невозможности создания вечного двигателя 2-го рода до утверждения об исключительности источников тепла с методологической точки зрения не оправдано» [13]. Что же касается машин, использующих упорядоченные формы энергии (описываемые второй суммой уравнения (15)), то все разговоры о

равном единиче их абсолютном (аналогичном термическому) кпд – не более чем игра слов (тавтология), поскольку энергия, подводимая к системе в форме работы $dW_i^r = \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{r}_i$, сама является количественной мерой превращения энергии из одной формы в другую.

Другим следствием введения понятия парциальной энергии является признание того, что и парциальная тепловая энергия $U_q = TS$, известная как «связанная» энергия Гельмгольца, пополняется не только за счет внешнего теплообмена $dQ = TdS$, но и превращения в тепловую энергию других (упорядоченных) форм энергии с выделением в системе тепла диссипации, что описывается членом $dQ^A = SdT$ [16]. Непосредственным экспериментальным подтверждением этого являются опыты к.т.н. Л.А. Бровкина, интерпретированные им как «эффект роста измеряемого теплосодержания» [17]. В серии экспериментов он обнаружил не объяснимое с точки зрения классической термодинамики явление увеличения среднеинтегральной температуры в процессе релаксации термически неоднородной изолированной системы. Эксперименты осуществлялись следующим образом. Между слоями плотно упакованного рулона бумаги, картона, резиновой ленты и других рулонных материалов по всей их длине закладывался чувствительный элемент термометра сопротивления. Затем рулон подвергался неравномерному нагреву от внешнего источника тепла, после чего проводились измерения температуры в процессе его термической релаксации. Удивительным оказался тот факт, что во всех испытанных материалах в начальный период их релаксации вместо падения среднеинтегральной температуры тела наблюдался значительный (достигающий 17 %) ее подъем, продолжавшийся десятки минут (пока не начинало преобладать остывание не вполне теплоизолированного рулона). Результаты экспериментов автор пытался объяснить неизвестной науке зависимостью изобарной теплоемкости тела C_p от градиентов температуры, поскольку энтальпия рулона $H = C_p T$, как и его внутренняя энергия U , в процессе релаксации с позиций классической термодинамики возрастать не могла. Между тем выражение (9) недвусмысленно указывает на то, что парциальная тепловая энергия $U_q = TS$ в термически неоднородной среде содержит упорядоченную составляющую, способную не только совершать полезную работу в тепловых машинах (принцип Карно), но и диссипировать наравне с другими упорядоченными формами энергии, приводя к повышению температуры ($SdT > 0$).

Понимание этого обстоятельства делает излишним постулирование уравнения баланса энтропии в виде [18]:

$$TdS = Td_cS + Td_kS, \quad (19)$$

где $d_cS = dQ/T \ll 0$ – обратимая часть изменения энтропии, обусловленная внешним теплообменом; $d_kS = dQ^{\wedge}/T > 0$ – необратимая часть изменения энтропии, обусловленная выделением в системе тепла диссипации $Q^{\wedge} > 0$ (так называемые «внутренние источники энтропии»).

В этом выражении вместо $dQ^{\wedge} = SdT$ фигурируют величины d_cS и d_kS , не имеющие ни физического, ни математического смысла.

Другое недоразумение, обусловленное неразличением процессов переноса и преобразования энергии – деление всех видов энергии на «энтропийные» (неполностью превратимые) и «неэнтропийные» (полностью превратимые) [19]. При этом к «энтропийным» относят тепловую, лучистую и химическую энергию, в аналитических выражениях которых присутствует энтропия S , а к неэнтропийным – остальные ее формы, в том числе ядерная энергия. Между тем, как показано в [7], каждая форма энергии \mathcal{E}_i содержит упорядоченную $\mathbf{X}_i \cdot \mathbf{Z}_i$ и неупорядоченную $\Psi_i \Theta_i$ составляющую, причем к последней относится равновесная часть любой, а не только тепловой энергии. Дело, следовательно, не в том, какова форма энергии, а в том, насколько она упорядочена. Таковую же равновесную (рассеянную) составляющую имеет и любая другая форма внутренней (неупорядоченной) энергии, в том числе и ядерная, степень превратимости которой, как известно, определяется дефектом массы и составляет ничтожную долю массы.

Благодаря всему этому появляется возможность распространить принципы термодинамики на нетепловые и нециклические машины, разработать теорию их подобия и выявить наиболее выгодные условия их эксплуатации [20].

Литература

1. Эткин В.А. Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования энергии) – СПб.; «Наука», 2008.- 409 с.
2. Эткин В.А. Термодинамика неравновесных процессов переноса и преобразования энергии. – Саратов, СГУ, 1991. 168 с.
3. Эткин В.А. Парциальные энергии и принцип их аддитивности. <http://new-idea.kulichki.net/>. 31.07.2014.
4. Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы. – М., Мир, 1974. 304 с.
5. Умов А. И. Избранные сочинения. М. А., 1950. С. 203.

6. Эткин В.А. Устранение неопределенности понятия энергии. <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/13978.html> 31.07.2014.
7. Эткин В.А. Энергия упорядоченная и неупорядоченная. <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/10904.html>. 24.02.2011
8. Эткин В.А. Энергия и анергия. //Вестник Дома ученых Хайфы, 2006. Т.9.–С.30...38
9. Эткин В.А. О единстве законов преобразования энергии. <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/11857.html>. 6.03.2012
10. Эткин В.А. Работа упорядоченная и неупорядоченная. http://samlib.ru/e/etkin_w_a/rabota.shtml. 09.08.2010.
11. Сычѳв В.В. Сложные термодинамические системы.- М., Энергоатомиздат, 1986. 207 с.
12. Базаров И.П. Термодинамика. Изд. 4-е. М.: 'Высшая школа', 1991. 447 с.
13. Гухман А. А. Об основаниях термодинамики. М.: Энергоатомиздат, 1986.
14. Хаазе Р. Термодинамика необратимых процессов. М.: Мир, 1967. 544с.
15. Эткин В.А. О максимальном КПД нетепловых двигателей. // Сборник научно-методических статей.Теплотехника. М.: Высшая школа, 1980.
16. Эткин В.А. Принцип возрастания энтропии: гипотеза или реальность? <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/12874.html>. 14.05.2013.
17. Бровкин А. А. Об эффекте роста измеряемого теплосодержания твердых материалов // Инж.-физ. журнал. 1960. №5; 1962. №6.
18. Пригожин И. Введение в термодинамику необратимых процессов. М.: Изд-во иностр. лит., 1960, 128 с.
19. Эксергетические расчеты технических систем. / П/р. А.А. Долинского и В.М. Бродянского). Киев: Наукова думка, 1991.
20. Эткин В.А. К термодинамической теории производительности технических систем // Изв. АН СССР. Энергетика. 2000. №1. С. 99–106.